

Проявление размерного квантования в широких легированных ямах

© А.А. Шерстобитов, Г.М. Миньков[†]

Научно-исследовательский институт физики и прикладной математики при Уральском государственном университете им. А.М. Горького, 620083 Екатеринбург, Россия

(Получена 23 ноября 2000 г. Принята к печати 27 ноября 2000 г.)

Для выяснения роли размерного квантования в широких легированных квантовых ямах подробно исследованы осцилляции Шубникова–де-Гааза в модулированно легированных структурах GaAs:Si. Показано, что размерное квантование проявляется и в структурах, в которых средняя длина свободного пробега в 3 раза меньше ширины ямы.

Известно, что квантовый эффект Холла является свойством двумерных систем и обусловлен особенностями спектра и локализации двумерных носителей тока в магнитном поле [1]. Однако недавно появились работы [2,3], описывающие наблюдение квантового эффекта Холла на образцах с широкими (порядка 100 нм) сильно легированными квантовыми ямами, длина свободного пробега (l) в которых втрое меньше ширины ямы (d). Авторы интерпретируют эти результаты как первое наблюдение квантового эффекта Холла в образце с трехмерным (3D) спектром. Сильное электрон-электронное взаимодействие, по мнению авторов, является физической причиной квантования холловского напряжения в структурах с 3D спектром.

Другой возможной причиной наблюдения квантового эффекта Холла в таких структурах может быть проявление размерного квантования спектра, несмотря на то, что $l < d$.

В настоящей работе для выяснения роли размерного квантования в широких легированных квантовых ямах подробно исследованы температурные, полевые и угловые зависимости осцилляций Шубникова–де-Гааза в структурах, аналогичных изученным в работах [2,3].

Исследованные образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и имели следующую структуру: подложка полуизолирующего GaAs с ориентацией (100); буферный слой нелегированного GaAs (0.6 мкм); короткопериодная сверхрешетка GaAs/AlGaAs; слой n^- -GaAs (1 мкм), слой сильно легированного кремнием GaAs толщиной $d = 100$ нм и слой n^- -GaAs (1 мкм). Следует отметить, что в области температур $T < 10$ К, в которой проводился анализ осцилляций Шубникова–де-Гааза и холловской концентрации, большинство носителей в n^- -областях вымерзают на донорах и проводимость по этим областям пренебрежимо мала, по сравнению с проводимостью по легированной области. Измерения магнитосопротивления и его производной по магнитному полю, $d\rho/dB$, проводились в полях до 6 Тл в диапазоне температур 1.5–20 К. Для измерения $d\rho/dB$ использовалась модулированная методика.

Были исследованы несколько образцов с различными значениями концентрации носителей от $6 \cdot 10^{11}$ до

$2.5 \cdot 10^{12}$ см⁻². Далее приведены результаты для одного из них с концентрацией электронов $n_e = 1.6 \cdot 10^{12}$ см⁻² и подвижностью $\mu(T = 1.5 \text{ К}) = 2400$ см²/(В · с). Эти значения были определены из анализа полевых и температурных зависимостей сопротивления и коэффициента Холла. Длина свободного пробега электронов в этом образце, в модели трехмерного спектра $l = (\hbar\mu/e)(3n\pi^2)^{1/3} = 270$ нм, так что $d \approx 3.7l$. Таким образом, концентрация электронов, их подвижность, отношение $l/d \approx 0.3$ близки к значениям этих параметров в структурах, на которых обнаружен квантовый эффект Холла [2,3].

На рис. 1 приведены магнитополевые зависимости сопротивления и его производной по магнитному полю при различных ориентациях магнитного поля относительно тока \mathbf{j} и нормали к плоскости структуры \mathbf{n} . Отрицательное магнитосопротивление, наблюдаемое во всей области магнитных полей, связано с вкладом электрон-электронного взаимодействия, а при $B \lesssim (0.5-1)$ Тл с

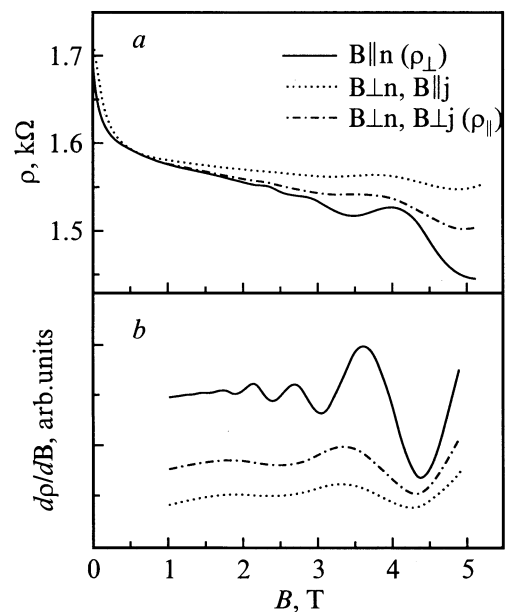


Рис. 1. Магнитосопротивление (a) и его производная по магнитному полю (b) при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости структуры и тока; $T = 1.5$ К.

[†] E-mail: grigori.minkov@usu.ru

интерференционной поправкой к проводимости [4], и в этой работе обсуждаться не будет. Обратим внимание, что положения максимумов осцилляций и их амплитуда сильно зависят от ориентации магнитного поля относительно плоскости структуры и практически не зависят от ориентации магнитного поля относительно тока. Такое поведение осцилляций Шубникова–де-Гааза нельзя объяснить в модели трехмерного изотропного спектра носителей тока (анизотропия зоны проводимости GaAs пренебрежимо мала), и уже это свидетельствует о проявлении размерного квантования.

Для количественного анализа осцилляций магнитосопротивления рассмотрим соответствующие спектры Фурье (рис. 2). Видно, что в спектре осцилляций зависимости $\rho_{\perp}(\mathbf{B} \parallel \mathbf{n})$ кроме основного максимума при $k_1^2 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ имеются компоненты с меньшими k^2 . Следует отметить, что концентрация носителей, вычисленная из k_1^2 по формуле, соответствующей трехмерному случаю, составляет $n_{3D} = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и заметно отличается от концентрации, определенной из эффекта Холла: $n_e/d = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В отличие от фурье-спектра ρ_{\perp} , в спектре осцилляций $\rho_{\parallel}(\mathbf{B} \perp \mathbf{n})$ имеется один максимум с $k_2^2 = 1.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что существенно отличается от k_1^2 . Такое несоответствие n_{3D} и n_e , различие в положении основных компонент в спектре Фурье осцилляций ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} , а также наличие дополнительных компонент в спектре ρ_{\perp} нельзя понять с точки зрения трехмерной модели спектра.

Проанализируем приведенные результаты при учете размерного квантования спектра. Рассмотрим простую модель: плавную часть среднего потенциала до-

норов аппроксимируем прямоугольной ямой шириной $d = 100 \text{ нм}$; уровень Ферми вне ямы зафиксируем на 5 мэВ ниже дна зоны проводимости (5 мэВ — энергия ионизации мелких доноров в GaAs); глубину ямы зададим такой, чтобы суммарная концентрация электронов во всех подзонах совпадала с n_e . Расчет спектра при значении эффективной массы электронов $0.067m_0$ дает глубину ямы $U = 21 \text{ мэВ}$, в которой помещается 5 размерно-квантованных подзон [5]. Их энергии, отсчитанные от дна ямы, и значение k_i^2 на уровне Ферми приведены в таблице. Самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона дает очень близкие параметры.

| i | $E_i, \text{ мэВ}$ | $k_i^2, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ |
|-----|--------------------|----------------------------------|
| 0 | 0.45 | 2.8 |
| 1 | 1.8 | 2.6 |
| 2 | 4 | 2.2 |
| 3 | 7 | 1.6 |
| 4 | 11 | 0.9 |

Будем считать, что осцилляции магнитосопротивления пропорциональны осцилляциям плотности состояний на уровне Ферми. Размытие максимумов в плотности состояний учтем феноменологически, полагая, что каждое из состояний имеет гауссово размытие. Величина размытия, $\Delta = 3.5 \text{ мэВ}$, выбиралась такой, чтобы амплитуда рассчитанных осцилляций была близка к экспериментально наблюдаемой.

В магнитном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ каждая подзона размерного квантования расщепляется на серию нуль-мерных уровней Ландау и плотность состояний представляет собой сумму вкладов от уровней Ландау различных размерно-квантованных подзон. Фурье-спектр рассчитанных таким способом осцилляций плотности состояний на уровне Ферми приведен на рис. 2, а пунктиром. Видно, что он близок к экспериментально наблюдаемому: имеется основной максимум $k_2 = 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и несколько компонент с меньшими k_2 . Некоторое различие положения максимумов в спектре связано, на наш взгляд, с грубостью используемой модели: приближение прямоугольной ямы; одинаковое, не зависящее ни от магнитного поля, ни от номера подзоны, размытие уровней Ландау. (Учет зависимости величины размытия Δ от магнитного поля, согласно [6], не приводит к заметному изменению фурье-спектра осцилляций).

Рассмотрим в рамках этой модели осцилляции в продольном магнитном поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$. Расчет энергетического спектра электрона в этом случае сводится к решению задачи об электроне в суммарном потенциале прямоугольной ямы и магнитной параболы [5]. В этом случае энергия каждого из состояний зависит от импульса в направлении магнитного поля k_H и положения центра осциллятора x_0 . Эта зависимость находилась численно, и затем, после суммирования по всем состояниям, была получена плотность состояний на уровне Ферми $D(E_F, B)$. Фурье-спектр $D(E_F, B)$ приведен на рис. 2, b

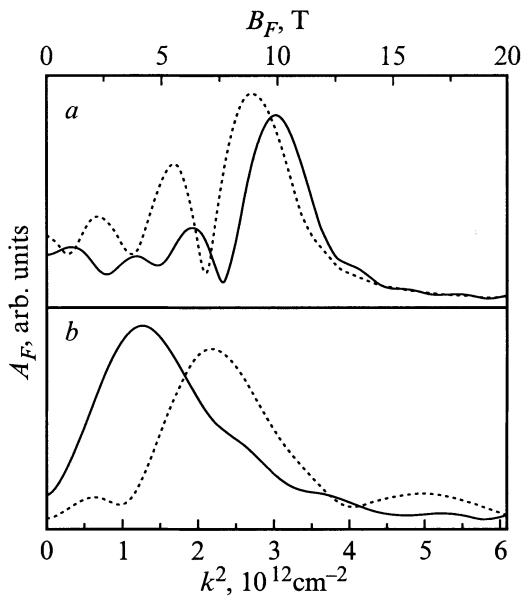


Рис. 2. Спектры Фурье экспериментальных зависимостей $\rho(B)$ (сплошные кривые) и рассчитанных зависимостей плотности состояний на уровне Ферми (пунктирные кривые) при различной ориентации магнитного поля: $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ (a); $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{j}$ (b); \mathbf{n} — нормаль к плоскости структуры.

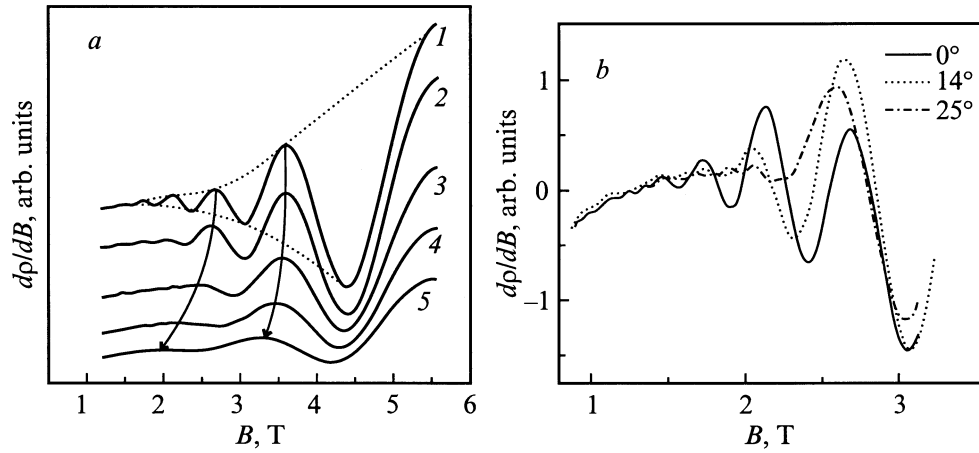


Рис. 3. Производные $d\rho/dB$ при различной ориентации магнитного поля (*a*) и при различных углах наклона магнитного поля в диапазоне полей и углов, где наблюдалась наибольшая немонотонность в угловой зависимости амплитуды осцилляций (*b*). Пунктиром на рис. *a* показаны огибающие; стрелками — смещение максимумов осцилляций; угол θ между направлением магнитного поля \mathbf{B} и нормалью к плоскости структуры \mathbf{n} : 1 — 0° , 2 — 19° , 3 — 39° , 4 — 54° , 5 — 90° .

пунктиром. Видно, что в нем имеется один широкий максимум с фундаментальным полем $B_F = (c\hbar)/(2ek^2)$ заметно меньшим, чем B_F основного максимума при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$, что согласуется с экспериментальными результатами (рис. 2, *a, b*). Некоторое различие в положении максимумов в экспериментальном и рассчитанном спектрах Фурье при $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$ связано, на наш взгляд, так же, как и при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$, с грубостью использованной модели.

Наиболее ярко, на наш взгляд, наличие размерного квантования проявляется в угловой зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза $A(B, \vartheta)$. В фиксированном поле она определялась как расстояние между огибающими, проведенными по максимумам и минимумам осцилляций (на рис. 3, *a* огибающие показаны пунктиром). Полученные таким образом угловые зависимости $A(B, \vartheta)$ в различных магнитных полях приведены на рис. 4. Видно, что в малых магнитных полях амплитуда осцилляций очень быстро уменьшается при повороте от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$, и уже при $\vartheta = 20^\circ$ они исчезают. В промежуточных магнитных полях ($2 < B < 3$ Тл) наблюдается **немонотонная** зависимость амплитуды осцилляций. В больших полях амплитуда монотонно уменьшается примерно в 3.5 раза. Такое поведение зависимостей $A(B, \vartheta)$ ясно показывает, что наблюдаемые осцилляции являются суперпозицией осцилляций с различными периодами и угловыми зависимостями. В нашем случае это осцилляции от различных размерно-квантованных подзон.

Таким образом, зависимости спектров Фурье осцилляций и их амплитуды от ориентации магнитного поля относительно плоскости структуры не согласуются с моделью трехмерного спектра, но становятся понятны при учете размерного квантования электронного газа.

На первый взгляд, смещение максимумов осцилляций в малые поля (при изменении ориентации магнитного поля от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ к $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$ (рис. 3, *a*), а не в сильные

магнитные поля, как должно быть в чисто двумерном случае, противоречит наличию размерного квантования. Но в широкой яме при наличии нескольких заполненных подзон наблюдаемые осцилляции являются суммой осцилляций от каждой подзоны, с различными периодами и угловой зависимостью. Именно это может привести как к немонотонной зависимости амплитуды осцилляций, что было отмечено выше, так и к сдвигу максимумов суммарных осцилляций в малые магнитные поля. К сожалению, нам неизвестны работы, в которых был бы рассчитан спектр в широкой прямоугольной квантовой яме в магнитном поле произвольной ориентации. Рассмотрим решения близкой задачи о спектре параболической квантовой ямы, для которого имеется точное решение при произвольной ориентации \mathbf{B} [7]. Параметры параболической ямы выберем такие, чтобы без магнитного поля энергетический спектр был близок (по характерным энергиям и числу заполненных подзон) к спектру исследованных структур. Рассчитанные в

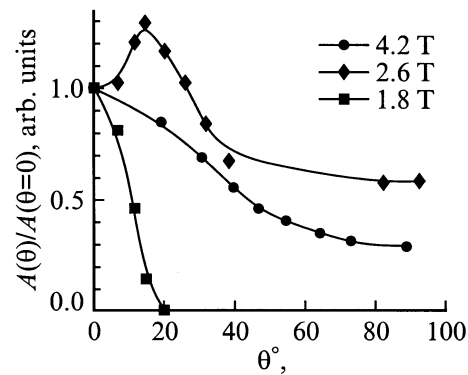


Рис. 4. Зависимости осцилляций Шубникова–де-Гааза от угла между направлением магнитного поля \mathbf{B} и нормалью к плоскости структуры \mathbf{n} в различных магнитных полях.

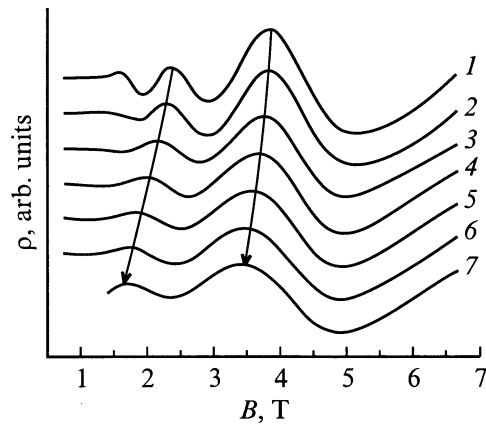


Рис. 5. Рассчитанные осцилляции плотности состояний на уровне Ферми для параболической ямы при различной ориентации магнитного поля (заполнено 4 уровня размерного квантования, расстояние между ними $E_{01} = 3$ мэВ, энергия Ферми, отсчитанная от дна ямы $E_F = 11$ мэВ и размытие уровней $\Delta = 1.9$ мэВ). Угол θ между направлением магнитного поля \mathbf{B} и нормалью к плоскости структуры \mathbf{n} : 1 — 0° , 2 — 13° , 3 — 26° , 4 — 39° , 5 — 52° , 6 — 65° , 7 — 78° .

этой модели осцилляции плотности состояний на уровне Ферми приведены на рис. 5. Видно, что при выбранных параметрах параболической ямы наблюдается сдвиг суммарных максимумов плотности состояний на уровне Ферми не в большие, а в малые магнитные поля.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что, несмотря на то что в исследованных структурах длина свободного пробега электронов в 3–4 раза меньше толщины квантовой ямы, в них проявляется размерное квантование. В этом случае можно предложить другую интерпретацию причин возникновения квантового эффекта Холла, наблюдаемого в аналогичных структурах. В полях $B > 6\text{--}10$ Тл, где наблюдался квантовый эффект Холла в [2], под уровнем Ферми остается несколько (последних) ”двумерных” уровней Ландау. Но в отличие от обычных двумерных систем это не уровни Ландау с различными магнитными квантовыми числами, а нижние уровни Ландау различных размерно-квантованных подзон, состояния между которыми при низких температурах, так же как и в обычных системах, могут стать локализованными.

Авторы признательны О.Э. Рут и А.В. Германенко за полезные дискуссии.

Работа поддержана РФФИ (проект № 00-02-16215), а также программами ”Физика твердотельных наноструктур” (проект № 97-1091) и ”Университеты России — фундаментальные исследования” (проекты № 990409 и № 990425), а также Американским фондом поддержки и развития гражданских исследований независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF), проект REC-005.

Список литературы

- [1] Э.И. Рашба, В.Б. Тимофеев. ФТП, **20** (6), 977 (1986).
- [2] S.S. Murzin, I. Claus, A.G.M. Jansen. Письма ЖЭТФ, **68** (4), 305 (1998).
- [3] S.S. Murzin, I. Claus, A.G.M. Jansen, N.T. Moshegov, I.A. Toropov, K. Eberl. Preprint: cond-mat/9810224..
- [4] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron–Electron Interaction in Disordered Systems* (Elsevier Science Publishers B.V., 1985) ch. 1.
- [5] З. Флюге. *Задачи по квантовой механике* (М., Мир, 1974).
- [6] Т. Андо, Ф. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [7] R. Merlin. Sol. St. Commun., **64** (1), 99 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

The effect of the size quantization in wide quantum wells

A.A. Sherstobitov, G.M. Minkov

Institute of Physics and Applied Mathematics,
The Ural State University,
620083 Ekaterinburg, Russia

Abstract The Subnikov–de-Haas oscillations have been thoroughly investigated in wide doped wells in order to study the effect of the size quantization. It is shown that the size quantization also manifests itself despite the free mean path being only one third of the well width.